

УДК 533.95

ВЛИЯНИЕ ИОНОВ КИСЛОРОДА НА ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА

© 2023 г. В. И. Домрин¹, Х. В. Малова^{1,2,*}, В. Ю. Попов^{3,2,4}, Е. Е. Григоренко², Л. М. Зеленый²¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия⁴Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

*hmalova@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.11.2022 г.

После доработки 29.11.2022 г.

Принята к публикации 25.12.2022 г.

Тонкий токовый слой в хвосте магнитосферы Земли, имеющий характерную толщину от одного до нескольких протонных гирорадиусов, часто наблюдаются во время магнитосферных возмущений — суббурь, когда сравнительно толстая токовая конфигурация в хвосте сужается до предельно малой толщины, а затем может спонтанно разрушаться. Процесс разрушения, как правило, сопровождается активными процессами: ускорением и нагревом плазмы, генерацией переменных электрических полей и магнитогидродинимических волн. В настоящей работе развита и исследована модель формирования тонкого токового слоя, в котором, наряду с протонами, присутствуют однозарядные ионы кислорода, поступающие из ионосферы в токовый слой хвоста в магнитоактивные периоды. Целью моделирования является изучение закономерностей образования равновесного тонкого токового слоя в плазме, состоящей из двух сортов ионов, и исследование его структуры. Показано, что равновесная конфигурация может иметь особенности. В частности, если в системе присутствуют только протоны или только тяжелые ионы, то формируется одномасштабное токовое равновесие, определяемое частицами, движущимися вдоль квазиadiaбатических траекторий. При формировании токового слоя в плазме, состоящей из смеси протонов и ионов кислорода в сопоставимых концентрациях, с большой вероятностью образуется токовый слой, в котором носителями тока являются тяжелые ионы, а траектории протонов хаотизируются и вносят отрицательный вклад в ток, благодаря чему профиль плотности тока становится расщепленным с минимумом в центре и максимумами на периферии слоя. Полученные результаты могут быть полезными для интерпретации данных наблюдений в хвосте магнитосферы Земли.

DOI: 10.31857/S0023420622600271, EDN: BVIGWS

ВВЕДЕНИЕ

Благодаря обтеканию магнитосферы Земли сверхзвуковым потоком плазмы солнечного ветра с вмороженным магнитным полем, она сильно поджата на дневной стороне и вытянута в форме хвоста кометы на ночной стороне [1, 2]. Хвост магнитосферы в низкоширотной части разделен на две примерно симметричные части (так называемые доли) токовым слоем (ТС) плоской формы, в его окрестности плотность плазмы выше, чем в долях. Плоскость симметрии ТС, называемая нейтральной плоскостью, разделяет магнитные потоки противоположного направления. В спокойной невозмущенной магнитосфере толщины токового и плазменного слоев сопоставимы и составляют порядка нескольких десятков тысяч километров. Однако во время геомагнитных возмущений (суббурь), вследствие накопле-

ния магнитного потока в хвосте, ТС сильно сжимается, его толщина достигает предельно малой величины порядка одного или нескольких гирорадиусов протонов, т.е. примерно от 200 до 2000 км; также происходит усиление электрического поля поперек хвоста [3–6].

Предельно тонкий токовый слой (ТТС) играет важную роль энергетического резервуара, в котором накапливается магнитная энергия, переносимая из солнечного ветра. Ее избыток может высвобождаться вследствие развития тиринг-неустойчивости (разрывной), приводящей к локальному распаду ТС и трансформации накопленной свободной энергии в энергию нагретых потоков плазмы, распространяющихся в высокие широты вдоль силовых линий магнитного поля [7–10]. Теоретические представления о хвосте магнитосферы Земли и его роли возникли практически одновре-

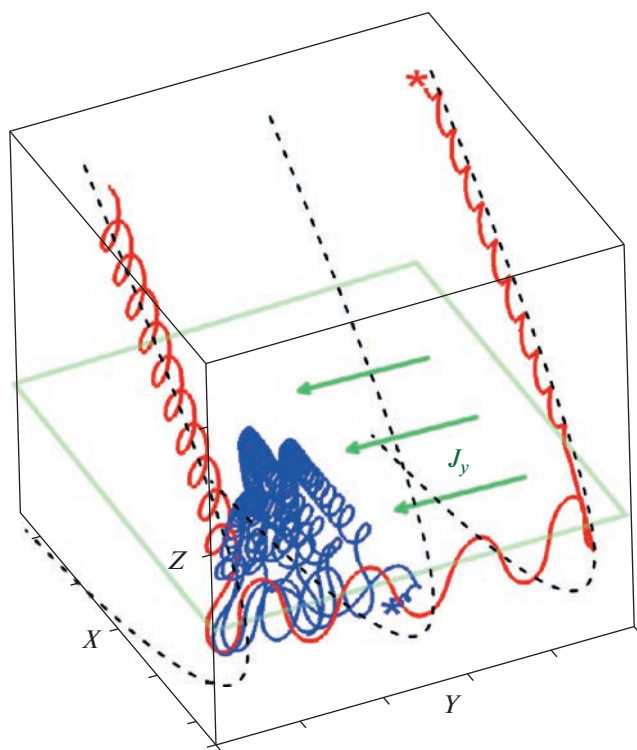


Рис. 1. Две траектории протонов, рассчитанные в простой аналитической модели ТТС, где магнитное поле задавалось как $\mathbf{B} = \{B_0 \tanh(z/L), 0, B_z\}$ в стандартной геоцентрической солнечно-магнитосферной системе координат GSM. Пролетная траектория обозначена красным цветом, захваченная — синим. Точки запуска частиц обозначены звездочками соответствующих цветов (красная звездочка соответствует протону, запущенному из северного полушария, синяя — из южного). До достижения нейтральной плоскости $\{XY\}$ пролетная частица совершает гироваращение вдоль магнитных силовых линий, показанных штриховыми черными линиями. Захваченная частица многократно возвращается в токовый слой. Плоскость токового слоя обозначена зеленым цветом. Зелеными стрелками показано направление вектора плотности тока в ТТС.

менно с его открытием. Первые модели токового слоя были аналитическими и описывали его в рамках кинетического рассмотрения. Примером является известная одномерная модель Харриса [11], в которой нормальная (поперечная к слою) компонента магнитного поля не учитывалась. В других моделях (например, в публикациях [12–14]), она учитывалась, и такие токовые равновесия были двумерными. В них давление плазмы считалось изотропным, а профили плотности плазмы повторяли профили плотности тока [15].

Во время магнитосферных суббурь спутниками *CLUSTER* были зарегистрированы тонкие токовые слои на расстояниях порядка 9–12 R_E в хвосте магнитосферы Земли (например, обзор [2]). Стало ясно, что для их описания непригодны старые модели плазменных равновесий, которые хо-

рошо описывали сравнительно толстый ТС хвоста с замагниченной плазмой, характерный для спокойных геомагнитных периодов.

Основными свойствами тонких токовых слоев оказались следующие: 1) предельно малая толщина порядка одного или нескольких протонных (иногда электронных) гирорадиусов; 2) многомасштабность; 3) вложенность, при которой несколько токовых слоев с разными толщинами и разными носителями тока вложены один в другой [16–18]; 4) обогащение ТС ионосферными ионами кислорода во время магнитосферных суббурь, когда плотность тяжелых ионов может сравниться или даже превышать плотность протонов в хвосте [19, 20]; 5) метастабильность, означающая, что ТТС могут достаточно долго существовать в устойчивом состоянии, а потом спонтанно разрушаться (обзор [10]).

Проведенные теоретические исследования показали, что динамика протонов и электронов в ТТС различна [2, 21, 22]. Так, для электронов масштаб магнитной неоднородности токового слоя (с толщиной $L \sim 500\text{--}4000$ км) намного превышает масштабы их гироваращения. Поэтому популяция электронов в ТТС, как правило, является замагниченной [21, 22]. В отличие от электронов, ионы размагничиваются при входе в нейтральную область ($z \approx 0$), описывают полуокружность в нормальном к ТТС поле B_z , затем снова замагничиваются и уходят от нейтральной плоскости, как это показано на рис. 1 (красная траектория), или возвращаются к ТС и пересекают его многократно (синяя траектория).

Динамика пролетных протонов, называемая квазиadiaбатической, детально рассмотрена в работах [23, 24]. При движении таких частиц их инварианты движения $I_z = (2\pi)^{-1} \oint p_z dz$ (p_z — обобщенный импульс; z — координата) приближенно сохраняются, однако в момент смены типов движения без пересечения и с пересечением нейтральной плоскости происходят скачки инвариантов, величины которых ΔI_z много меньше самих инвариантов. Для захваченных частиц величины скачков ΔI_z оказываются порядка I_z . Благодаря приближенному сохранению инвариантов движения пролетные частицы покидают токовый слой без рассеяния, после однократного прохождения через слой, и каждая из них переносит элементарный ток в направлении оси Y . Захваченные частицы, многократно пересекая ТС, испытывают множественные скачки квазиadiaбатических инвариантов, вследствие этого их движение хаотизируется; переносимый ими локальный ток оказывается ненулевым, хотя полный ток всегда близок к нулю. Кроме того, траектории захваченных ионов при движении с пересечением нейтральной области сильно петляют,

как видно на рис. 1. Из-за этой особенности создаваемый ими локальный ток отрицателен в окрестности нейтральной плоскости $z = 0$ и положителен на периферии слоя [25, 26].

Таким образом, оказывается, что основными носителями тока в ТТС являются пролетные ионы [2, 21]. В некотором диапазоне параметров системы дрейфовые электронные токи также могут вносить вклад в общую плотность тока [21, 22], но этот вклад может быть невелик по сравнению с ионным, поэтому в настоящей модели эффекты, связанные с электронной популяцией, не рассматриваются.

В тонких слоях плотность тока может иметь большое разнообразие профилей. Так, например, были зарегистрированы слои с двумя или тремя максимумами плотности тока. Встречаются характерные “овершуты” магнитного поля, т.е. локальные максимумы тангенциальной магнитной компоненты B_x на краях слоя в сочетании с расположенными рядом минимумами (см. [2, 17, 27] и ссылки там же). Подобные многомасштабные вложенные токовые конфигурации, с одной стороны, плохо описываются в рамках изотропных моделей [12–14]. С другой стороны, возможны противоположные ситуации, когда в спутниковых наблюдениях их многомасштабная структура не просматривается, вопреки известному многокомпонентному составу плазмы. В целом, причины появления подобных эффектов не всегда ясны, данный вопрос рассмотрен, например, в работе [28] и требует дальнейшего исследования.

В настоящей работе, с помощью построенной численной модели, исследуется эволюция токового слоя в хвосте магнитосферы Земли (результаты применимы также к хвостам магнитосфер других планет) и проводится анализ его структуры в плазме, состоящей из протонов p^+ и тяжелых однократно ионизированных ионов кислорода O^+ .

1. МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

Основные предположения модели

Детальное описание модели эволюции ТС было выполнено в более ранних работах [29, 30]. В настоящей работе эта модель обобщена и исследована для двухкомпонентного состава плазмы в хвосте магнитосферы Земли. Токовый слой рассматривается в солнечно-магнитосферной системе координат, где ось X направлена от центра Земли на Солнце, ось Z — с юга на север вдоль магнитного диполя (наклоном магнитной оси пренебрегаем), ось Y — с утра на вечер. Предполагается, что ТС однороден в плоскости XY и симметричен относительно центральной плоскости $z = 0$, причем толщина ТС много меньше его раз-

меров в X и Y направлениях. Для описания данной конфигурации используется одномерная численная модель ТС, в которой все характерные величины зависят только от поперечной координаты z при $z < Z_0$. Граница области моделирования Z_0 выбрана так, что ее толщина значительно превосходит толщину исходного толстого слоя $Z_0 \gg L_0$.

В слое в Y -направлении течет электрический ток, который генерирует тангенциальное магнитное поле в X -направлении

$$B_x(z) = B_0 \operatorname{tgh}(z/L_0). \quad (1)$$

По разные стороны от центральной (или нейтральной) плоскости $z = 0$ оно имеет противоположные направления. В нейтральной плоскости его напряженность обращается в нуль, а на краях токового слоя достигает максимального значения $B_0 = 25$ нТл. В модели учтена также нормальная компонента магнитного поля $B_z \ll B_0$, которая считается постоянной, не зависящей от плотности тока и от координат. В процессе эволюции системы в слое генерируется электрическое поле, которое вычисляется самосогласованно и учитывается в уравнениях движения частиц.

В начальный момент времени модель включает в себя равновесный одномерный (зависящий только от поперечной к слою координаты z) токовый слой, состоящий из популяции горячих протонов с энергиями $T = 10$ кэВ, а также относительно холодного плазменного фона с температурой $T_p = 1$ кэВ, поддерживаемого популяциями протонов и однозарядных ионов кислорода (массой M). Горячие протоны образуют слой Харриса, где концентрация частиц зависит только от z :

$$n(z) = N_0 \cosh^{-2}(z/L_0). \quad (2)$$

Здесь N_0 — концентрация протонов в центральной плоскости; L_0 — толщина слоя. Протоны имеют максвелловское распределение по скоростям, сдвинутое вдоль Y на величину потоковой (дрейфовой) скорости V_{sh} ,

$$f(v, 0) = \frac{n(z)}{(\sqrt{\pi} v_T)^3} \exp \left\{ -\frac{v_x^2 + v_z^2 + (v_y - V_{sh})^2}{v_T^2} \right\}. \quad (3)$$

Использованы обозначения: $v_T = \sqrt{2T/m_p}$ — тепловая скорость горячих протонов; m_p — масса протона; V_{sh} — дрейфовая скорость в слое Харриса, связанная с толщиной слоя L_0 и магнитным полем B_0 соотношением

$$L_0 = \sqrt{\frac{T}{2\pi N_0 e V_{sh}}} = \frac{v_T^2}{\Omega_0 V_{sh}} = \frac{\rho_p}{U_{sh}}, \quad (4)$$

где $\Omega_0 = eB_0/m_p c$ — гирочастота протона, $\rho_p = v_T/\Omega_0$ — его ларморовский радиус, $U_{sh} = V_{sh}/v_T$. Фоновые протоны имеют однородную концентрацию n_p , не зависящую от z . Относительные концентрация и температура фоновых ионов кислорода задаются параметрами v_{ox} и T_{ox} ($v_{ox} = n_{ox}/n_p$, $T_{ox} = T_{O^+}/T_p$), которые варьировались для изучения разных токовых равновесий. Координаты и скорости частиц слоя Харриса и фоновой плазмы инициализируются с помощью генератора случайных чисел.

В целом, основные изучаемые в модели эффекты касаются формирования токовых слоев, носителями тока в которых являются протоны и/или ионы кислорода O^+ . Еще раз подчеркнем, что в наблюдательных данных на фоне сильных ионных токов электронные токи могут быть пренебрежимо малыми [28]. Так, в исследованиях спутников *CLUSTER* доля регистрируемых токов электронного масштаба (порядка сотен километров) была существенно меньше доли ионных токов, толщины которых порядка нескольких тысяч км [17]. Они могут быть существенными перед началом пересоединения в ТТС и вблизи X -линий. Роль электронных токов в структуре и динамике сверхтонких ТС сегодня является предметом интенсивных исследований благодаря современным спутниковым миссиям с высоким пространственным разрешением (работы [22, 31–33], и ссылки там же).

Основные уравнения модели

Для описания эволюции системы мы пользуемся моделью, изложенной детально в работах [29, 30], основанной на методе крупных частиц (или макрочастиц). При таком подходе наблюдают за движением не самих ионов (в нашем случае протонов или ионов кислорода), а за большими группами близко расположенных друг к другу в фазовом пространстве частиц, образующих макрочастицы конечного размера [34, 35], форма которых описывается функцией (ядром) $R(z)$. При исследовании реальных явлений вводится коэффициент укрупнения частиц G , который соответствует количеству физических частиц в одной макрочастице. Заряд каждой макрочастицы равен заряду электрона e , умноженному на коэффициент ее укрупнения, а масса, соответственно, — массе протона m или иона кислорода M , большей массы протона в $\mu_{ox} = M/m = 16$ раз.

Частицы движутся в электрическом и магнитном полях. Их скорости и координаты вдоль x и z находятся из уравнений движения Ньютона под действием силы Лоренца.

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} &= \frac{e_i}{m_i} \mathbf{E} + \frac{e_i}{m_i c} [\mathbf{V}_i \mathbf{B}] \\ \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} &= \mathbf{V}_i, \end{aligned} \quad (5)$$

где c — скорость света; e_i и m_i — соответственно заряд и масса частицы (i — номер частицы). Скорости частиц V_{yi} можно определить из закона сохранения Y -компоненты обобщенного импульса:

$$P_{yi} = m_i V_{yi} - (e_i/c) A_{yi}. \quad (6)$$

Здесь A_{yi} — y -компонента векторного потенциала в том месте, где находится частица ($\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$).

В области моделирования (ОМ) на границе $z = 0$, совпадающей с нейтральной плоскостью, вследствие симметрии задачи в северном и южном полушариях, используется условие зеркального отражения частиц. Это значит, что если в какой-то момент времени z -координата частицы становится отрицательной, то ее значение, а также скорость частицы v_z заменяются на противоположные по знаку величины. При своем движении частицы могут выходить за пределы области моделирования (ОМ), пересекая границу Z_0 . Вдали от токового слоя частицы замагничены. Они движутся по спиральным траекториям вокруг силовых линий; некоторые из них, в процессе вращения, могут снова попасть в ОМ. Для описания возврата частиц выделим сравнительно узкую область вблизи Z_0 ($Z_0 < z < Z_1$) и предположим, что в этой области частицы движутся в однородных (не зависящих от координаты z) электрическом и магнитном полях с напряженностями, равными напряженностям соответствующих полей на границе Z_0 . Если в какой-то момент времени частицы пересекают границу Z_1 , то они считаются выбывшими из процесса эволюции. При пересечении границы Z_0 частицы снова возвращаются в ОМ и участвуют в эволюции системы.

В модели следующим образом решена задача с конвекцией фоновой плазмы. Так, используется дополнительная область, прилегающая к ОМ, заполненная фоновой плазмой. Вследствие ускорения частиц вдоль оси X в системе появляется индукционное электрическое поле E_y , которое нарастает с течением времени. Занятая им область расширяется, достигает границы ОМ, а затем выходит за ее пределы, в область с фоновой плазмой. Под действием индукционного поля и нормальной компоненты магнитного поля фоновая плазма дрейфует к центральной плоскости ТС, тем самым организуется ее непрерывная конвекция в ОМ [29, 30].

Самосогласованные электрическое и магнитное поля описываются уравнениями Максвелла в

дарвиновском или безизлучательном приближении [36]:

$$\begin{cases} \text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \\ \text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{B}}{dt}, \end{cases} \quad (7)$$

где электрический ток $\mathbf{J} = \{0, J, 0\}$ и индуцированное электрическое поле $\mathbf{E} = \{0, E, 0\}$ направлены вдоль оси Y . Крупномасштабное электрическое поле конвекции в модели не учитывается.

Векторный потенциал в Y -направлении включает два слагаемых:

$$A_y(z_i) = a(z_i) + B_z x_i. \quad (8)$$

Первое слагаемое $a(z_i)$ обусловлено движением частиц вдоль оси Z ; а второе — действием нормальной компоненты магнитного поля B_z при движении частиц вдоль X . Для первого слагаемого в компоненте векторного потенциала (8) справедливо уравнение, следующее из системы уравнений (7):

$$\frac{d^2 a(z, t)}{dz^2} = -\frac{4\pi}{c} J(z, t). \quad (9)$$

Уравнение (9) дополняется двумя граничными условиями. Первое из них следует из симметрии задачи и заключается в том, что на границе области моделирования $z = 0$ тангенциальная компонента магнитного поля обращается в нуль. В качестве условия на второй границе ОМ берется сумма значения векторного потенциала на этой границе на предыдущем шаге и произведения среднего значения электрического поля, индуцируемого системой в окрестности этой границы (на самой границе и в двух соседних узлах), на величину шага по времени [29, 30].

Электрический ток J в уравнениях (7) создается движением протонов и ионов кислорода вдоль Y , что в численной модели записывается следующим образом:

$$J(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{I^{(OM)}} \left\{ e_i^{p+} V_{yi}^{p+}(\mathbf{r}_i^{p+}(t)) R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i^{p+}(t)) + e_i^{o+} V_{yi}^{o+}(\mathbf{r}_i^{o+}(t)) R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i^{o+}(t)) \right\}. \quad (10)$$

Здесь e_i^α — электрический заряд макрочастиц сорта $\alpha = p^+, o^+$; $V_{yi}^{(\alpha)}$ — скорость макрочастицы с номером i ; $R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i^\alpha(t))$ — сеточное ядро, которое аппроксимирует ток, создаваемый макрочастицей с координатами $\mathbf{r}_i^\alpha(t)$ в узлах сетки $\mathbf{r}$ [34]. Суммирование проводится по всем макрочастицам $I^{(OM)}$ в области моделирования.

Для численной реализации рассматриваемой модели удобно перейти к безразмерным переменным. Ниже все характерные переменные нормированы на величины, относящиеся к исходному состоянию. Используем безразмерные координаты $\xi = x/L_0$, $\zeta = z/L_0$, нормированные на характерную толщину ТС Харриса. Магнитное поле $\mathbf{b}$ нормировано на значение тангенциальной компоненты магнитного поля на краях слоя B_0 (т.е. $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B_0$). Время в наших переменных составляет долю, равную $\tau = 0.1 \cdot \Omega_0 t$ от циклотронного периода протона массой m_p в поле B_0 , где гирочастота частицы есть $\Omega_0 = eB_0/m_p c$. В этих переменных безразмерная скорость частицы определяется выражением $\mathbf{v}_i = \frac{\mathbf{V}_i}{V_T} V_{sh}$, где V_{sh} — дрейфовая

скорость в слое Харриса, а v_T — тепловая скорость “горячего” протона в слое Харриса. Нормированный обобщенный импульс частицы равен $P_i' = \frac{P_i}{m_i v_T} V_{sh}$, а безразмерный векторный по-

тенциал имеет вид $A_i' = A_i/L_0 B_0 = \alpha_i + \frac{x_i}{L_0} b_z$ ($\alpha_i = a_i/B_0 L_0$, $b_z = B_z/B_0$).

Безразмерная плотность электрического тока, таким образом, определяется выражением:

$$j(\mathbf{r}, t) = e \sum_{i=1}^{I^{(OM)}} \left\{ v_{yi}^{p+} R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{yi}^{p+}(t)) + v_{ox} v_{yi}^{o+} R(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{yi}^{o+}(t)) \right\}, \quad (11)$$

в котором e — заряд протона; v_{yi} — безразмерная скорость протона или иона кислорода; $v_{ox} = n_{ox}/n_p$ — отношение плотностей фоновых ионов кислорода и фоновых протонов. В рамках приближения Дарвина, вычислив ток, можно найти векторный потенциал и поля (5), генерируемые в системе. Решение уравнений (5)–(11) позволяет исследовать влияние как протонов, так и однозарядных ионов кислорода на процесс формирования токового слоя в космической плазме.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для начала сравним результаты эволюции токового слоя и структуры равновесной токовой конфигурации в плазме, состоящей только из протонов или только из ионов кислорода. С этой целью нами проведено численное моделирование эволюции и формирования равновесного токового слоя. В обоих случаях была выбрана область моделирования, которая имела одни и те же пространственные размеры для всех расчетов, а для вычислений рассматривалось одно и то же количество макрочастиц. Исходный слой Харриса со-

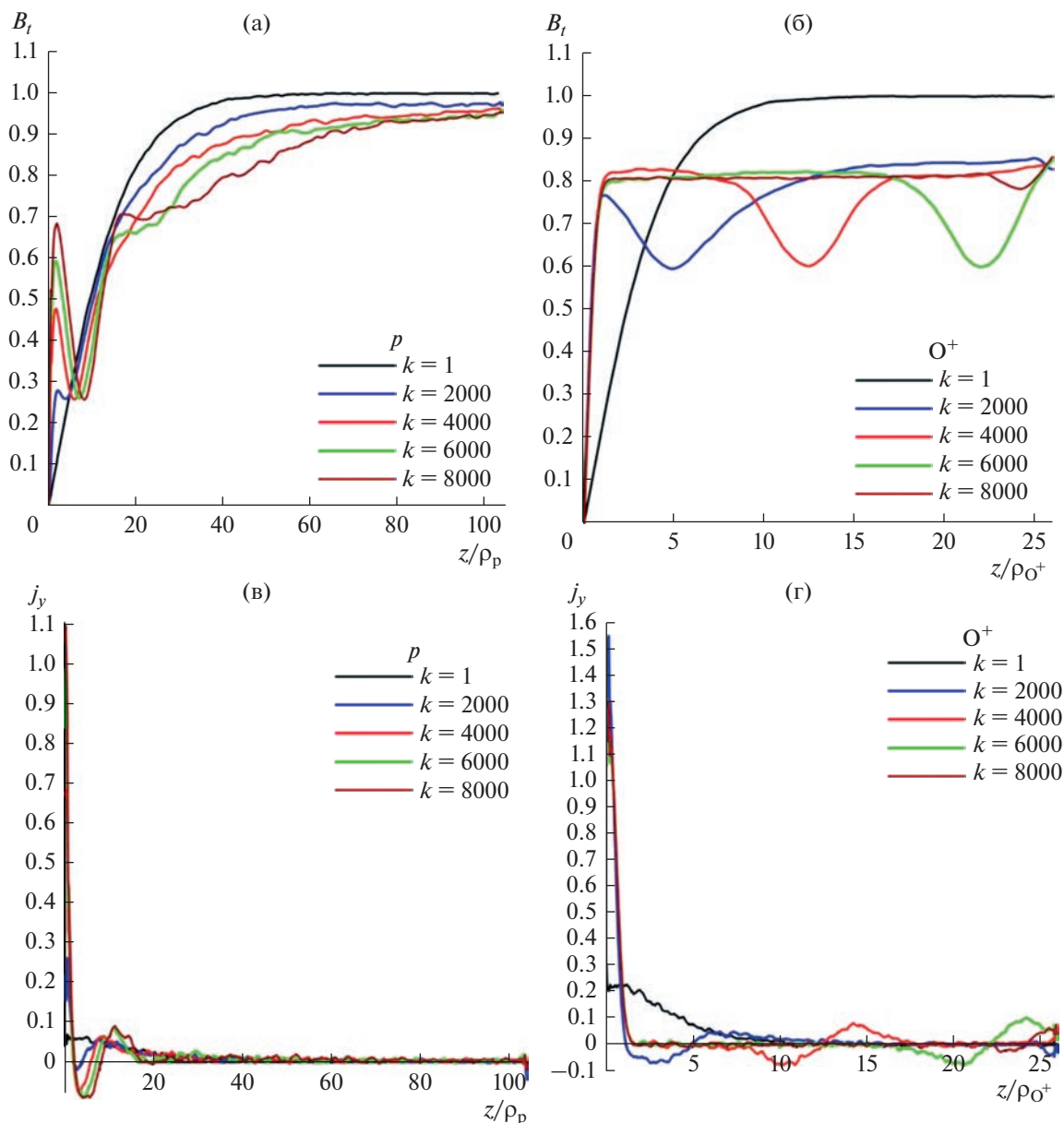


Рис. 2. Профили величин, характеризующих структуру токового слоя: тангенциальной X -компоненты магнитного поля (а, б) и плотностей тока (в, г) в чисто протонном ТС (левый столбец панели рисунков) и в чисто кислородном ТС (правый столбец) в моменты времени $k = 1, 2000, 4000, 6000, 8000$. Оси абсцисс для этих расчетов нормированы на соответствующие ларморовские радиусы протонов p^+ (левая панель) и ионов кислорода O^+ (правая панель) на краях токового слоя.

стоял из 50 тыс. макрочастиц. Температуры харрисовских частиц были выбраны одинаковыми и равными 10 кэВ (что соответствует их энергиям в хвосте магнитосферы Земли), а температуры фоновых частиц были взяты в десять раз ниже. Температуры протонов T_{pr} и ионов кислорода T_{ox} задавались одинаковыми в расчетах ($T_{pr} = T_{ox} = 1$). Размер области моделирования был равен шести полутолщинам L исходного слоя Харриса. Моде-

лирование выполнялось за $k_{max} = 8000$ шагов по времени. Нормированный временной шаг k составлял 0.1 циклотронного периода $2\pi/\Omega_i$, который для протонов равен ~ 16.5 с, а для ионов кислорода — 264.4 с. Исследовалась зависимость процесса формирования ТС от концентраций протонов или тяжелых ионов и их температур.

В левом столбце рис. 2 показаны безразмерные профили тангенциальной компоненты магнит-

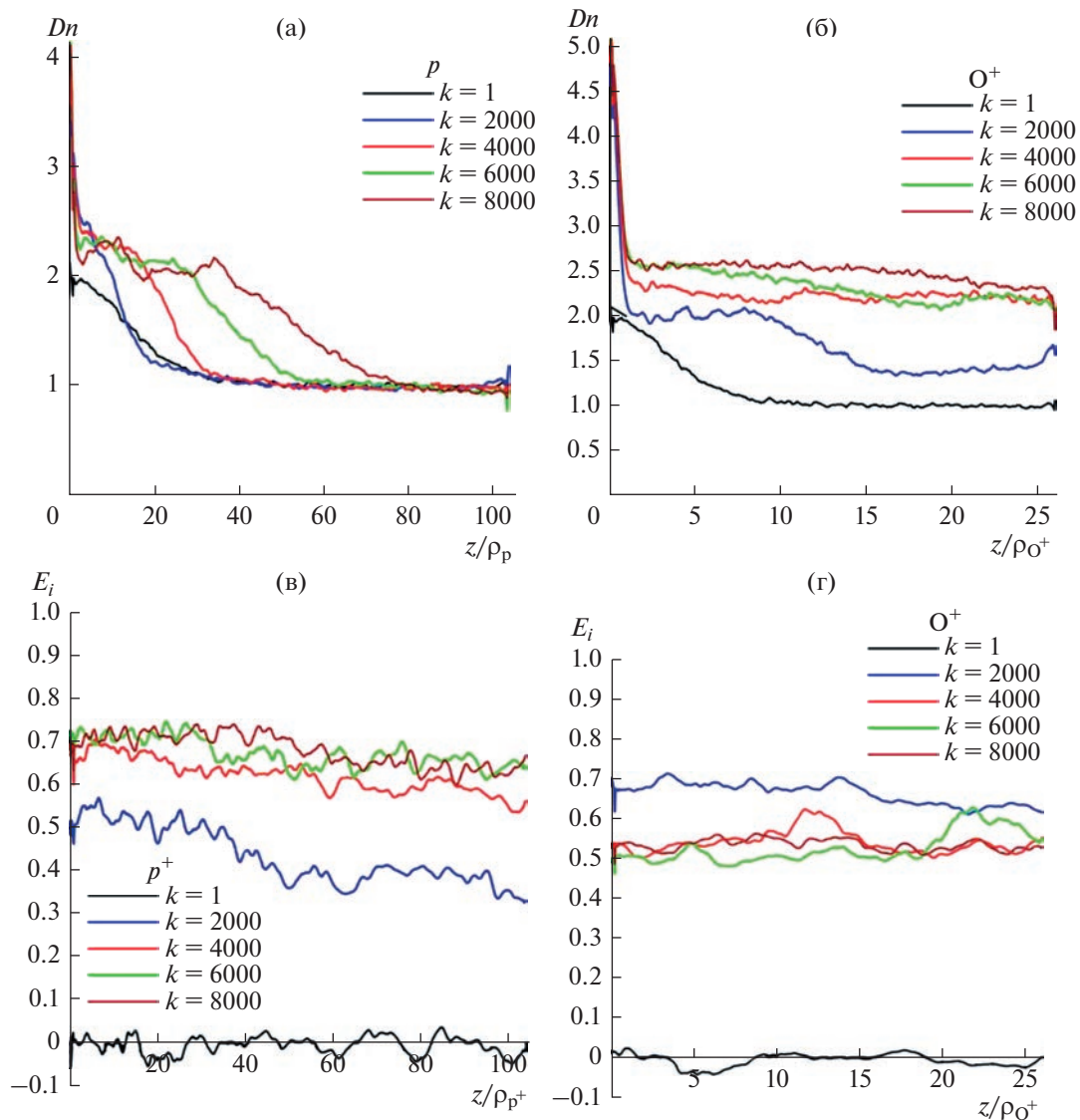


Рис. 3. Профили плотности плазмы (а, б) и величины электрического поля (в, г), в чисто протонном (левый столбец панели) и в чисто кислородном (правый столбец) токовых слоях. Параметры расчетов и нормировки осей соответствуют рис. 2.

ного поля $B_t(z)$ (а) и плотности тока $j_y(z)$ (б) для протонного токового слоя в моменты времени $k = 1, 2000, 4000, 6000, 8000$. В правом столбце показаны аналогичные профили токового слоя в плазме с тяжелыми ионами: тангенциальная магнитная компонента $B_t(z)$ (в) и плотность тока $j_y(z)$ (г). К моменту времени $k = 8000$ квазистационарные решения в обоих случаях устанавливались, и расчеты останавливались. Сравнение профилей магнитного поля показывает, что процессы эволюции и установления ТС в плазме, содержащей протоны или тяжелые ионы, имеют сходства, и различия. Так, на рис. 2а,в можно видеть, как проходит процесс формирования очень

тонкого протонного токового слоя толщиной порядка двух протонных гирорадиусов (в начале эволюции в момент времени $k = 1$ сравнительно широкий харрисовский ТС показан черной линией, в конечный момент времени $k = 8000$ — коричневой) с узким и интенсивным максимумом, причем на краях ТС сильные диамагнитные токи приводят к образованию локального минимума магнитного поля. Траекторный анализ показывает, что вблизи токового слоя замагниченные частицы, действительно, дрейфуют в отрицательном направлении по Y . Формирование кислородного токового слоя на рис. 2б сопровождается волнообразным перемещением области диамагнитных токов (овершута) от нейтральной плоско-

сти к периферии токового слоя. Влияние этих токов приводят к уменьшению величины тангенциального магнитного поля на его краях.

Рис. 3 демонстрирует установление во времени профилей плотности плазмы (а, б) и величины электрического поля (в, г) протонного и кислородного токовых слоев, характеристики которых показаны на рис. 2. На профилях плотности плазмы видно, что в области установившегося тонкого токового слоя наблюдается резкое возрастание, примерно в два раза, плотности плазмы. Хорошо видна двухмасштабная вложенная структура плотности протонов — вокруг тонкого пика располагается более широкий и низкий максимум плотности частиц. На профилях кислородного слоя максимумы плотности плазмы гораздо более широкие. Профили напряженности электрического поля позволяют сделать выводы о временах установления стационарных состояний в слоях. В какой-то момент времени электрическое поле выходит на примерно постоянное значение, тогда эволюция системы прекращается, и можно говорить об установлении квазистационарной конфигурации. За $k \sim 4000$ временных шагов электрическое поле протонного ТС выходит на постоянное значение, равное примерно 0.65–0.7 (рис. 3в, г). В слое из ионов кислорода стационарное значение устанавливается на более низком уровне ~ 0.5 за $k \approx 2500$ временных шагов, т.е. эволюция кислородного слоя завершается быстрее, чем у слоя из одних протонов.

Ранее было показано, что узкий положительный пик плотности тока в нейтральной плоскости ТТС поддерживается частицами на размагнитченных (квазиadiaбатических) участках траекторий [23]. Многомасштабная структура ТС может быть обусловлена одновременным существованием в системе квазиadiaбатических пролетных частиц (носителей тока) и квазизахваченных частиц (полный ток которых близок к нулю, хотя локальный ток — ненулевой), как это можно видеть на рис. 3а, б. Плотности плазмы и электрического тока в обоих слоях примерно равны по порядку величины. Толщины обоих токовых слоев составляют порядка гирорадиуса токонесущих частиц. Таким образом, установившийся кислородный слой примерно в четыре раза шире протонного слоя вследствие того, что гирорадиусы тяжелых ионов соотносятся с протонными как квадратный корень из отношения их масс: $\rho_{ox}/\rho_p \sim \sqrt{M_{ox}/m_p} \approx 4$. Напряженности магнитного и электрического полей в кислородном слое устанавливаются на более низком уровне, чем в протонном слое.

На рис. 4 приведены характерные примеры траекторий движения пробных частиц в рассматриваемых протонном и кислородном ТС. Обла-

сти, где траектории начинаются, обозначены звездочками.

Из рис. 4 видно, что траектории горячих протонов и ионов кислорода в токовых слоях, поддерживаемых только одним сортом ионов, схожи, т.е. в обоих случаях полученные равновесия возникают в результате квазиadiaбатической динамики горячих частиц. В то же время более холодная популяция образует вокруг ТС “шубу” из захваченных частиц, которые вкладывают в ток не вносят, но могут перераспределять профиль плотности тока, делая его расщепленным [25–27] — с двумя симметричными относительной нейтральной плоскости максимумами. Как видно на рис. 4а, б, горячие частицы в системе являются пролетными: за время моделирования протоны однократно взаимодействуют с токовым слоем, после чего уходят из области моделирования. В нейтральной плоскости такие частицы размагнитчиваются и переносят поперечный к магнитному полю ток в Y -направлении. В то же время холодные ионы, обладающие меньшей энергией, захватываются и движутся в окрестности ТС (рис. 1) вдоль Y . Благодаря дрейфу в скрещенных полях $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]_x \sim E_y B_z$ они дополнительно смещаются в отрицательном по X -направлении (вдоль хвоста магнитосферы по направлению к Земле). Многократно взаимодействуя с ТС, они могут перераспределять основной ток, формируя расщепленный профиль плотности тока [25, 26].

Были проведены расчеты конфигураций эволюционирующего ТС, где концентрации ионов O^+ увеличивались в расчетах от $v_{ox} = 0.01$ до 1 с шагом 0.1, а далее — с шагом 1.0. Значения относительной температуры T_{ox} были следующими в разных просчетах: $T_{ox} = 0.01, 0.1, 0.5, 1.0, 3.0$. Токовое квазиравновесное решение устанавливалось во всех конфигурациях при $k \sim 5000$. Установлено, что при малых концентрациях тяжелых ионов в системе $v_{ox} = 0.01$ профили равновесных решений практически не зависят от температуры ионов кислорода: небольшие концентрации ионов кислорода не приводят к изменениям эволюции ТС по сравнению с чисто протонным слоем.

При увеличении концентрации кислорода в ТС эволюция токового слоя коренным образом изменяется. Профили всех величин турбулизуются, становятся зашумленными, а процесс вычислений может досрочно обрываться в результате сильных численных шумов. Так, например, при $T_{ox} = 0.5$ и $v_{ox} = 0.3$ расчеты прекращаются уже на шаге по времени $k = 600$. Затем с увеличением v_{ox} время расчетов растет и восстанавливается до значений $k = 8000$ для всех температур T_{ox} в диапазоне $v_{ox} \sim 2.0$ и выше. В качестве примера на рис. 5 показаны профили плотностей токов в

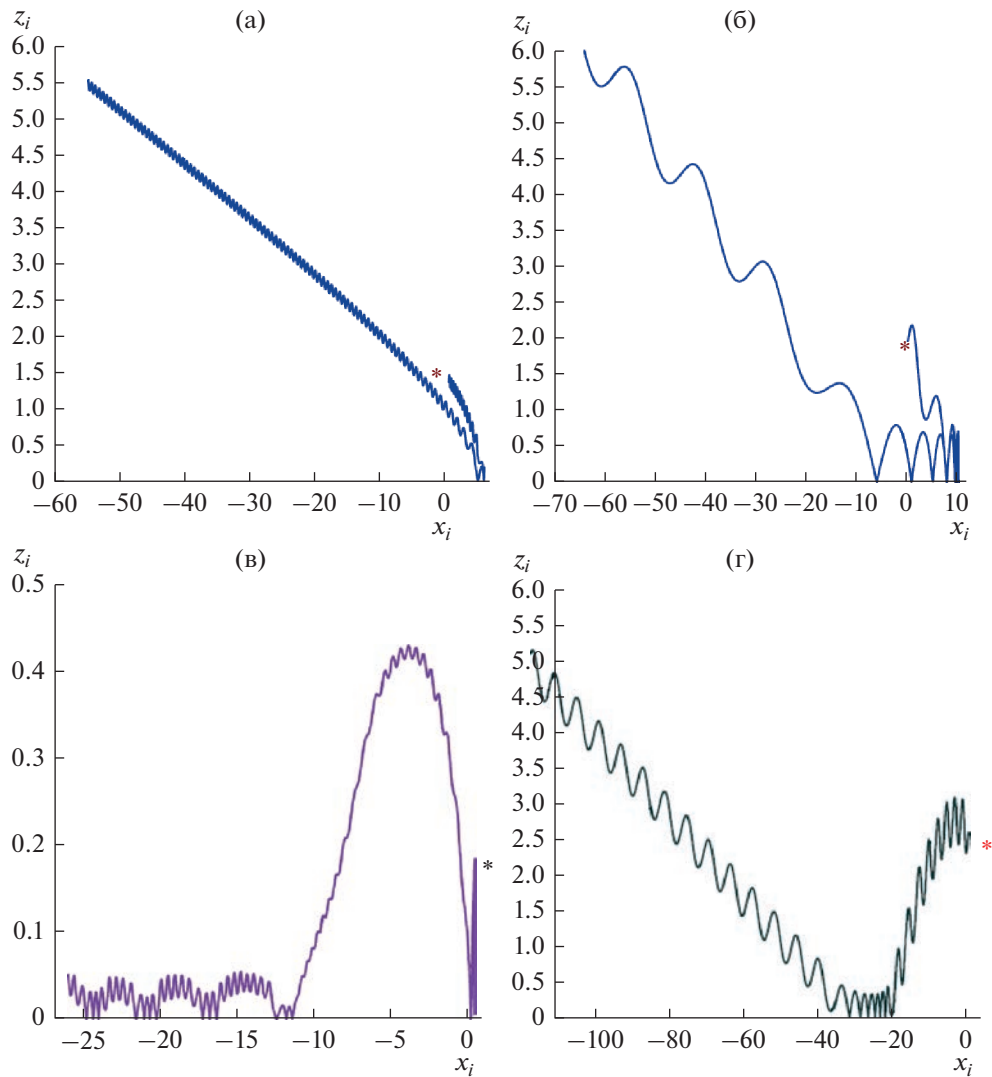


Рис. 4. Примеры траекторий “горячих” (а, б) и фоновых (в, г) частиц в установившихся конфигурациях: чисто протонном слое (левый столбец (а, в) панели рисунков) и в слое из ионов кислорода (правый столбец (б, г)).

двухкомпонентной плазме с параметрами $T_{ox} = 0.5$ и $v_{ox} = 2.0$ в разные моменты времени: протонный ток (а), ток тяжелых ионов кислорода (б) и полный ток в системе (в). На рис. 5 (г), (д), (е) показаны соответствующие профили магнитного поля, а на рис. 5 (ж), (з), (и) — парциальные и полная плотности плазмы.

Как видно из сравнения рис. 2, 3 и 5, несмотря на то, что при значениях $v_{ox} \geq 2.0$ уже можно получить сходящиеся решения, некоторые профили ТС вблизи этой границы еще могут иметь небольшое зашумление. На рис. 5а локальная плотность тока протонов распределена по всей толщине ОМ до $z = 100$. При этом она отрицательна вблизи нейтральной плоскости и положительна на периферии ТС, а поддерживаемый протонами полный ток и соответствующее магнитное поле много

меньше по сравнению с кислородными (ср. рис. 5а, г и 5б, д). Видно, что большая плотность полного тока J_H вблизи нейтральной области (рис. 5в) и магнитное поле B_z поддерживаются за счет высокой плотности квазиadiaбатических ионов кислорода в этой области (рис. 5и). При плотностях ионов кислорода $v_{ox} \leq 1.0$ тонкое токовое равновесие в модели не образуется вообще вследствие хаотизации движения как протонов, так и ионов кислорода.

Рассмотрим, как влияют в целом на эволюцию ТС относительные концентрации ионов кислорода $v_{ox} = 2, 3, 4, 5, 6$. На рис. 6 показаны зависимости установившихся самосогласованных профилей плотности Y -компоненты плотности тока, создаваемого протонами и ионами кислорода, и плотности частиц в слое от параметра относи-

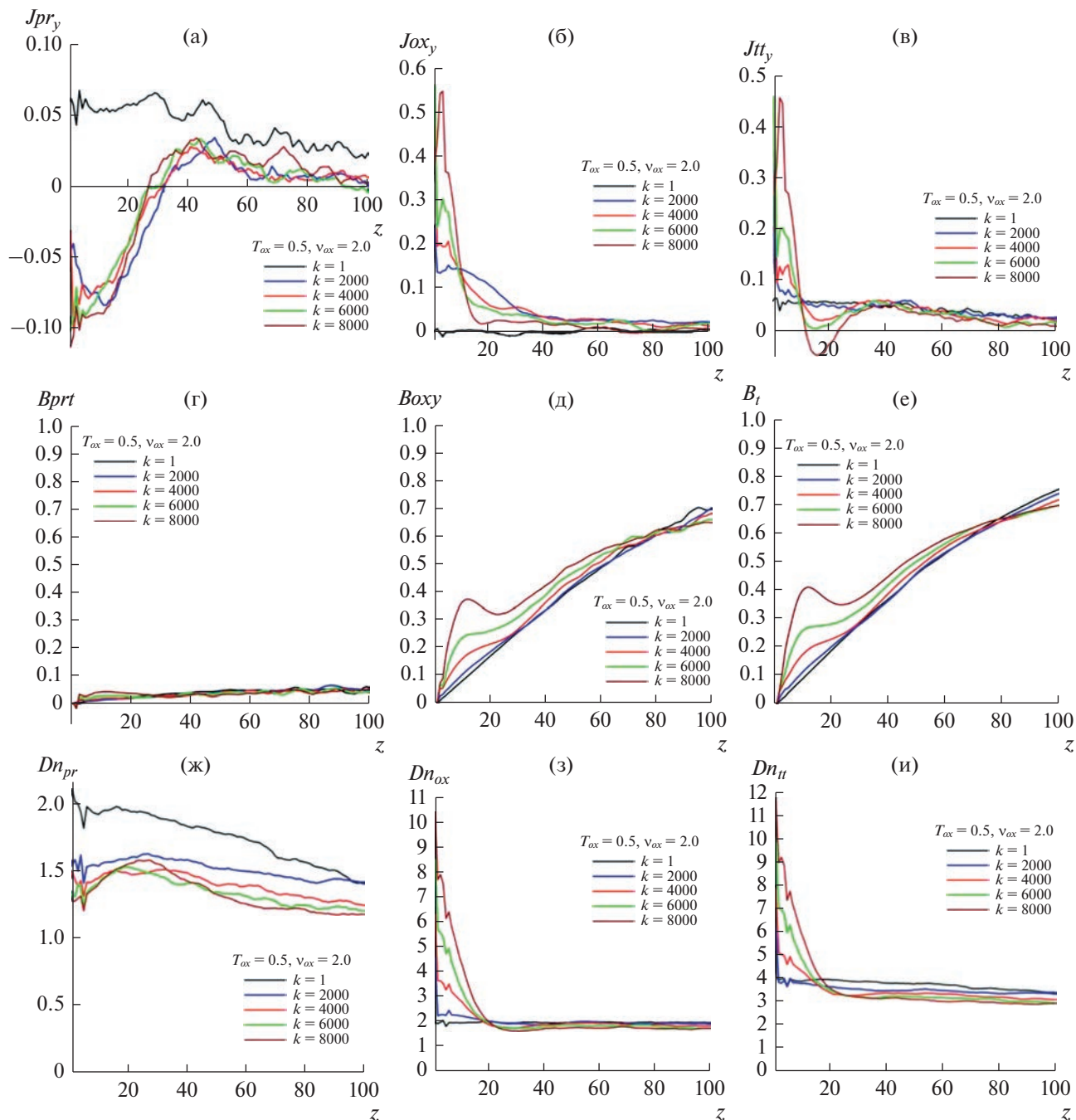


Рис. 5. Зависимости характеристик эволюционирующего токового слоя от времени при $v_{ox} = 2.0$ и $T_{ox} = 0.5$. Левая панель рисунков (а, г, ж) относится к только протонным характеристикам в разные моменты времени эволюции системы, центральная (б, д, з) — к ионам кислорода, правая (в, е, и) — к полным характеристикам системы в целом. Три верхних рис. 5а, б, в показывают профили плотности тока, центральные рис. 5г, д, е — профили магнитного поля. На нижней панели рис. 5ж, з, и изображены профили плотности плазмы.

тельного содержания ионов кислорода v_{ox} при фиксированной относительной температуре $T_{ox} = 0.5$.

Как следует из рис. 6, в двухкомпонентной плазме плотность тока, поддерживаемого тяжелыми ионами, всегда положительна. На профилях плотности тока в исследуемом диапазоне

максимум располагается не симметрично в нейтральной плоскости, а немного смещен по z координате. Это смещение может быть объяснено квазиadiaбатическим характером движения ионов кислорода [2, 23]. Мы видим также, что увеличение параметра v_{ox} приводит одновремен-

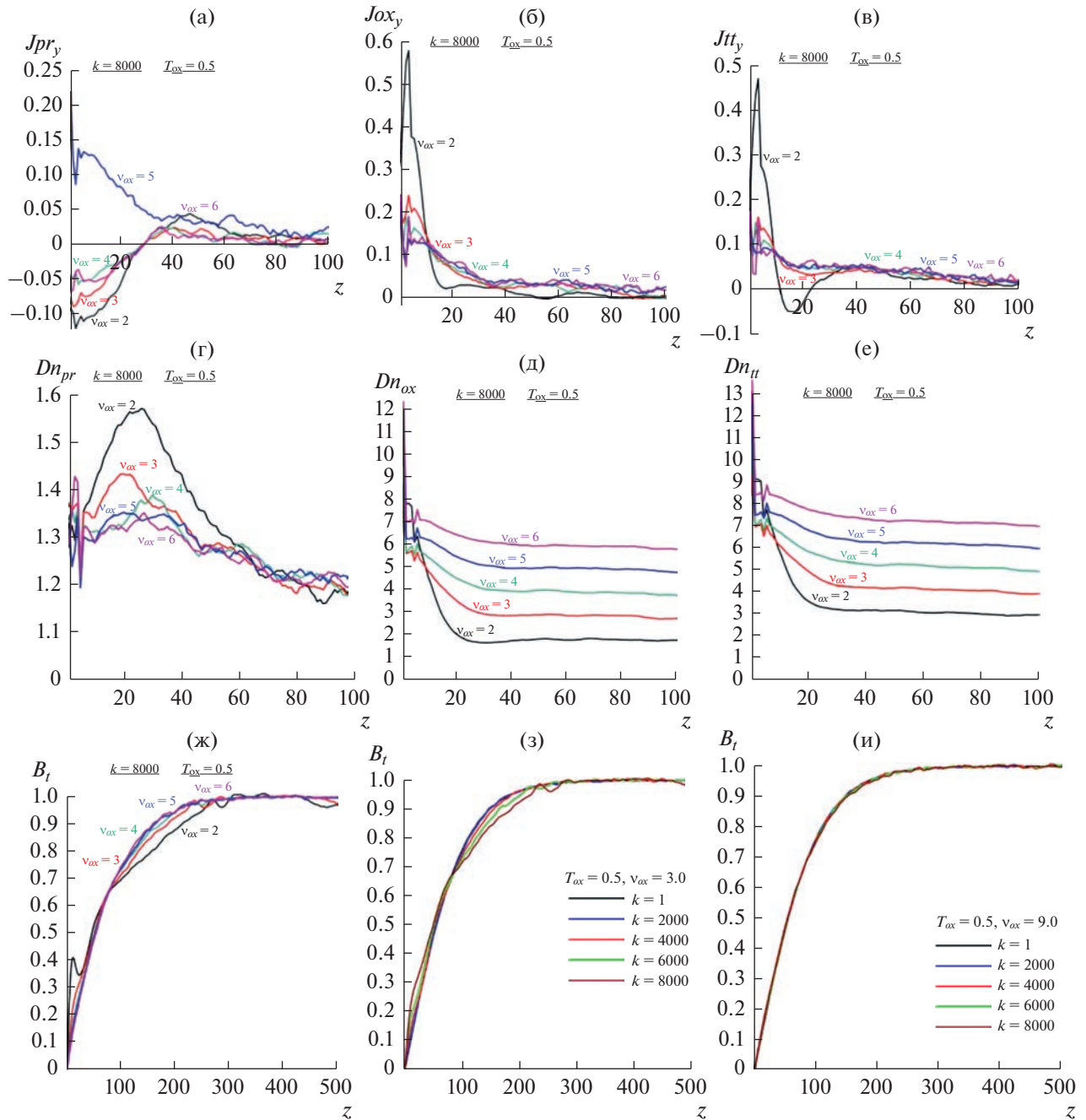


Рис. 6. Зависимости квазиравновесных профилей основных характеристик ТС для разных относительных концентраций O^+ ионов $v_{ox} = 2, 3, 4, 5, 6$ при одинаковой относительной температуре $T_{ox} = 0.5$. На первых двух горизонтальных панелях слева направо показаны профили плотности тока: протонный (а), ионный (б) и полный (в). Аналогичным образом показаны профили плотности плазмы (г, д, е). На нижней горизонтальной панели показаны слева направо: соответствующие верхним рисункам профили магнитного поля, электрического поля, а также эволюция профилей магнитного поля к равновесным решениям при $v_{ox} = 3$ и 9. Видно, что при больших значениях $v_{ox} \geq 3$ овершут и локальные минимумы на профилях магнитного поля пропадают.

но к утолщению ТС и уменьшению амплитуды плотности тока, равно как и плотности частиц. Профиль плотности тока протонов при всех значениях v_{ox} имеет характер небольших осцилляций с выраженным отрицательным током в нейтральной плоскости и положительным — на краях

ТС. Благодаря этому эффекту, результирующий профиль плотности тока в смешанной плазме оказывается расщепленным. Величина отрицательного минимума тока с ростом параметра v_{ox} уменьшается (рис. 6а), область, занятая положительными протонным и кислородным токами,

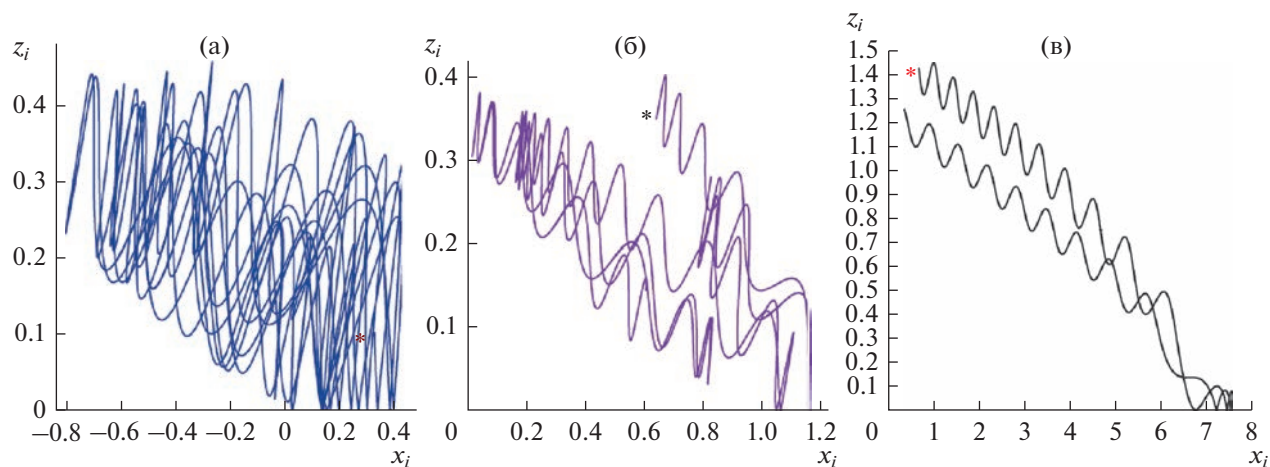


Рис. 7. Пример характерных траекторий движения: (а) горячего протона; (б) холодного «фонов» протона; (в) иона кислорода в токовом слое в двухкомпонентной плазме во время формирования квазистационарной конфигурации ТС. Звездочками отмечено начало движения ионов.

расширяется, а полная плотность тока при этом уменьшается (рис. 6в). Концентрация протонов вблизи нейтральной плоскости $z = 0$ с ростом v_{ox} уменьшается (рис. 6г). Это связано с уменьшением времени их взаимодействия с токовым слоем. С ростом параметра v_{ox} уменьшается также напряженность индуцированного электрического поля (на панелях не показано), эволюция профилей которого означает, что протонный слой как квазиравновесная структура не формируется вообще. Интересным эффектом является практически полное исчезновение отрицательного тока и, соответственно, овершута на профиле магнитного поля при $v_{ox} \geq 3$, наблюдаемого на рис. 6е–к. Расчеты показывают, что при увеличении относительной температуры ионов кислорода растут интенсивность тока и толщина токового слоя за счет влияния обеих плазменных компонент. При этом концентрации частиц в области ТС также увеличиваются.

На рис. 7 показаны характерные траектории движения некоторых выбранных частиц в области моделирования, полученные в установившемся токовом слое в двухкомпонентной плазме при параметрах $T_{ox} = 0.05$, $v_{ox} = 1$.

Как горячие, так и более холодные протоны движутся по хаотическим, захваченным вблизи слоя траекториям, они испытывают сильное рассеяние по питч-углам после каждого выхода из токового слоя. Это происходит вследствие больших скачков квазиadiaбатического инварианта I_z (аналога магнитного момента). Более холодный протон несколько раз отражается в окрестности ТС на разных расстояниях z от нейтральной плоскости и снова возвращается к ней. Как обсуждалось выше, популяция захваченных протонов, хо-

тя и несет нулевой полный ток, может локально его перераспределять, расщепляя положительный максимум и смещая локальные максимумы к периферии, что мы наблюдаем на рис. 6в. Таким образом, в смешанной двухкомпонентной плазме именно протоны, траектории которых показаны на рис. 7а, б, оказываются источниками отрицательного тока на рис. 5а и 6а.

В отличие от протонов, ионы кислорода в рассматриваемой системе являются квазиadiaбатическими носителями тока. На рис. 7в видно, что частица движется по спирали вдоль магнитных силовых линий по направлению к нейтральной плоскости $z = 0$, где она размагничивается и совершает несколько вертикальных колебаний (см. также рис. 1). Затем частица замедляется и уходит от нейтральной области — именно пролетные частицы переносят ток в моделируемом ТТС. Отсюда следует, что в двухкомпонентной плазме как протоны, так и ионы кислорода могут приводить к формированию тонкой токовой конфигурации. В результате утоньшения токового слоя в плазме, состоящей из нескольких компонент, они могут быть единственными носителями тока в ТТС.

При наличии в плазме тяжелых ионов кислорода O^+ эволюция токового слоя зависит от их концентрации в системе. В небольших концентрациях их влияние на эволюцию незаметно, но при дальнейшем увеличении происходит хаотизация всей системы: траекторий частиц, динамики магнитного и электрического полей, в результате чего токовое равновесие не образуется вообще. При $v_{ox} \sim 2.0$ токовое равновесие с ТТС, в котором доминируют ионы кислорода, снова формируется, причем утоньшение слоя является быстрым процессом. Поскольку толщина образу-

емого ТС велика по сравнению с радиусом гиро-вращения протонов, последние хаотизируются, захватываясь в окрестности ТС. Этот захват сопровождается сильными колебаниями электромагнитных полей, при которых образование вложенного протонного ТС становится невозможным. В результате подобной динамики может образовываться токовый слой с тяжелыми ионами — единственными носителями плотности тока. Данный результат находится в согласии с недавней работой [37], где был получен аналогичный результат, но причины его не были исследованы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе построена численная модель эволюции токового слоя, состоящего из протонов и ионов кислорода, в результате которой он утоньшается под действием индукционного электрического поля и соответствующего конвективного движения частиц в направлении нейтрального слоя. В начальном состоянии моделируемая система представляет собой достаточно толстый (по сравнению с гирорадиусами частиц) токовый слой с тангенциальной магнитной компонентой, заданной аналитически согласно модели Харриса [11]. Этот слой при моделировании задается вложенным в более холодную фоновую плазму. В начальный момент времени в системе включается постоянная поперечная к слою магнитная компонента, после чего потоки плазмы начинают распространяться от периферии системы к центру. В результате эволюции ТС самоогласованно утоньшается [38]. Достигая нейтральной плоскости, частицы размагничиваются и переносят электрический ток в поперечном к магнитному полю направлении. Сжатие токового слоя происходит до некоторой предельно малой толщины, после чего его эволюция прекращается.

Данная модель позволяет исследовать процессы сжатия токового слоя хвоста магнитосферы Земли (а также других планет солнечной системы) во время суббурь — крупномасштабных магнитосферных возмущений, когда пересоединенные на дневной стороне магнитосферы магнитные силовые линии перебрасываются в хвост, и магнитный поток в этой области растет. Спутниковые исследования выявили, что в начале магнитных суббурь в хвост из ионосферы поступают потоки холодных ионосферных ионов, концентрация которых может оказаться достаточно большой, сопоставимой с концентрацией протонов. Поступление больших количеств тяжелых ионов в токовый слой магнитосферного хвоста может кардинально менять картину распределения токов в магнитосфере и их устойчивость [19, 20, 33, 37–40]. Изучение структуры и устойчивости образовавшегося нового токового равновесия

является важной задачей в исследованиях магнитосферных процессов.

Образующийся ТТС обладает рядом новых свойств по сравнению с исходным “толстым” состоянием [10]. Это новый тип плазменного равновесия. Проведено исследование зависимости формирования этого равновесия от параметров поступающих ионов кислорода: v_{ox} — относительной концентрации тяжелых ионов и их относительной температуры T_{ox} . Выполнен траекторный анализ движения каждого сорта частиц, участвующих в формировании токового слоя. В рамках рассмотренной численной модели показано:

1) в однокомпонентной плазме, состоящей только из протонов или из ионов кислорода, под действием эволюционирующих электрического и магнитного полей может сформироваться тонкий токовый слой. Носителями тока в таком слое являются, соответственно, протоны или тяжелые ионы на квазиadiaбатических орбитах. Вокруг токового слоя образуется широкая область, занятая квазизахваченными частицами, которые не являются носителями тока, но могут его перераспределять, образуя конфигурацию с двумя локальными максимумами плотности тока на периферии;

2) температура ионов кислорода слабо влияет на структуру образующегося ТТС, приводя к его незначительному утолщению;

3) при незначительных относительных количествах ионов кислорода в системе (от 0.01 до примерно 0.1 от концентрации протонов) они не оказывают влияния на формирующийся протонный ТТС;

4) при относительных концентрациях ионов кислорода в системе $0.2 < v_{ox} \leq 2.0$ от концентрации протонов тонкий токовый слой не образуется из-за сильных флуктуаций в системе. Появление флуктуаций, возможно, связано с большой разностью скоростей движения частиц разных сортов, которая может приводить к флуктуациям концентраций соответствующих частиц в плазме, а, следовательно, и электромагнитных полей.

5) при значениях $v_{ox} \sim 2.0$ и более в системе образуется ТТС, основными носителями тока в котором являются тяжелые однозарядные ионы кислорода. При этом протоны не образуют вложенный токовый слой, а захватываются в окрестности ТТС и вносят локальный отрицательный вклад в ток в центральной плоскости ТС, способствуя формированию расщепленного профиля плотности тока.

Анализ траекторий заряженных частиц и развития во времени профилей магнитного и электрического полей показывает, что, в зависимости от параметров модели ТТС формируется горячи-

ми протонами или ионами кислорода на квазиадиабатических орбитах. В рассматриваемых условиях, при разных параметрах модели, только одна из плазменных популяций становится носителем тока. При малой концентрации ионов O^+ ток поддерживается протонами, при большой концентрации — ионами O^+ , в то время как протоны демонстрируют хаотическое поведение с сильным пичч-угловым рассеянием; в большинстве своем являются захваченными частицами. Возможно, что формирование многомасштабной токовой конфигурации не может произойти из-за конкуренции носителей тока: тяжелые ионы на квазиадиабатических орбитах доминируют в формировании токового слоя в силу больших массы и гиорорадиусов. Им требуется меньше времени на формирование ТТС. В кислородном более широком токовом слое протоны преимущественно переходят на захваченные орбиты, а их вклад в полный ток близок к нулю.

Надо отметить, что в настоящей работе модельные вычисления были определенным образом ограничены вычислительными ресурсами, поэтому авторы далеко не исчерпали все возможности исследования системы в широком диапазоне всех ее параметров и возможностей моделирования, в частности, задания начального состояния системы, которая эволюционирует к “тонкому” токовому равновесию. В рассмотренных условиях ТТС не приобретает свойства пространственной многомасштабности и вложенности, которое многократно было отмечено при многокомпонентном составе плазмы в хвосте магнитосферы и получено в аналитических моделях (например, в [2]). Настоящие результаты позволяют объяснить наблюдения некоторых одномасштабных токовых конфигураций в многокомпонентной плазме магнитосферного хвоста [17, 18]. Но в то же время условия, при которых происходит формирование многомасштабных токовых конфигураций [14, 10, 15–18, 20, 22, 25, 30, 33, 37], вызывают большой интерес. Их исследование, несомненно, будет продолжено в рамках наших численных моделей с учетом нестационарных процессов в магнитосферной плазме.

Авторы благодарят В.В. Калегаева и И.И. Алексеева (НИИЯФ МГУ) за внимание к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ness N.F. The Earth's magnetic tail // *J. Geophys. Res.* 1965. V. 70. Iss. 13. P. 2989–3005. <https://doi.org/10.1029/JZ070i013p02989>
2. Zelenyi L.M., Malova H.V., Artemyev A.V. et al. Thin current sheets in collisionless plasma: equilibrium structure, plasma instabilities, and particle acceleration // *Plasma Physics Reports*. 2011. V. 37. Iss. 2. P. 137–182. <https://doi.org/10.1134/S1063780X1102005X>
3. Axford W.I., Hines C.O. A Unifying Theory of High-Latitude Geophysical Phenomena and Geomagnetic Storms // *The Upper Atmosphere in Motion* / ed. C.O. Hines. 1974. V. 18. 1974. P. 936–967. *Geophysical Monograph Series*. <https://doi.org/10.1029/GM018p0936>
4. Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T. et al. Structure of the tail plasma/current sheet at ~11 RE and its changes in the course of a substorm // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. Iss. A10. P. 17345–17365. <https://doi.org/10.1029/93JA01151>
5. Sanny J., McPherron R.L., Russell C.T. et al. Growth-phase thinning of the near-Earth current sheet during the CDAW 6 substorm // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. Iss. A4. P. 5805–5816. <https://doi.org/10.1029/93JA03235>
6. Asano Y., Mukai T., Hoshino M. et al. Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. Iss. A5. CiteID 1189. 10 p. <https://doi.org/10.1029/2002JA009785>
7. Coppi B., Laval G., Pellat R. Dynamics of the Geomagnetic Tail // *Phys. Rev. Letters*. 1966. V. 16. Iss. 26. P. 1207–1210. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.1207>
8. Daughton W. The unstable eigenmodes of a neutral sheet // *Phys. Plasmas*. 1999. V. 6. Iss. 4. P. 1329–1343. <https://doi.org/10.1063/1.873374>
9. Lui A.T.Y., Lopez R.E., Anderson B.J. et al. Current disruptions in the near-Earth neutral sheet region // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. Iss. 2. P. 1461–1480. <https://doi.org/10.1029/91JA02401>
10. Zelenyi L.M., Malova Kh.V., Popov V.Yu. et al. Albert Galeev: The Problem of Metastability and Explosive Reconnection // *Plas. Phys. Rep.* 2021. V. 47. Iss. 9. P. 857–877. <https://doi.org/10.1134/S1063780X21090075>
11. Harris E.G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Chimento*. 1962. V. 23. № 1. P. 115–121. <https://doi.org/10.1007/BF02733547>
12. Kann J.R. A globally integrated substorm model: Tail reconnection and magnetosphere-ionosphere coupling // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 11787–11795. <https://doi.org/10.1029/98JA00361>
13. Birn J., Sommer R., Schindler K. Open and closed magnetospheric tail configurations and their stability // *Astrophys. Space Sci.* 1975. V. 35. Iss. 7. P. 389–402. <https://doi.org/10.1007/BF00637005>
14. Birn J., Schindler K. Thin current sheets in the magnetotail and the loss of equilibrium // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. Iss. A7. Art. № 1117. 10 p. <https://doi.org/10.1029/2001JA000291>
15. Zelenyi L.M., Delcourt D., Malova H.V. et al. Forced current sheets in the Earth's magnetotail: Their role and evolution due to nonadiabatic particle scattering // *Advances in Space Research*. 2002. V. 30. Iss. 7. P. 1629–1638. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(02\)00427-1](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00427-1)
16. Asano Y., Mukai T., Hoshino M. et al. Evolution of the thin current sheet in a substorm observed by Geotail // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. Iss. A5. Art. 1189. <https://doi.org/10.1029/2002JA009785>

17. *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // *Annales Geophysicae*. 2006. V. 24. Iss. 1. P. 247–262.
<https://doi.org/10.5194/angeo-24-247-2006>
18. *Runov A., Angelopoulos V., Sergeev V.A. et al.* Global properties of magnetotail current sheet flapping: THEMIS perspectives // *Ann. Geophys.* 2009. V. 27. P. 319–628.
<https://doi.org/10.5194/angeo-27-319-2009>
19. *Kistler L.M., Mouikis C., Mobius E. et al.* Contribution of nonadiabatic ions to the cross-tail current in an O⁺ dominated thin current sheet // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. Iss. 6. Art. № A06213. 15 p.
<https://doi.org/10.1029/2004JA010653>
20. *Kronberg E., Ashour-Abdalla M., Dandouras I. et al.* Circulation of Heavy Ions and Their Dynamical Effects in the Magnetosphere: Recent Observations and Models // *Space Science Review*. 2014. V. 184. P. 173–235.
<https://doi.org/10.1007/s11214-014-0104-0>
21. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2004. V. 11. P. 579–587.
<https://doi.org/10.5194/npg-11-579-2004>
22. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Grigorenko E.E. et al.* Universal Scaling of Thin Current Sheets // *Geophysical Research Letters*. 2020. V. 47. Iss. 14. Art. № e2020GL088422. 10 p.
<https://doi.org/10.1029/2020GL088422>
23. *Büchner J., Zelenyi L.M.* Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals: I. Basic theory of trapped motion // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. Iss. A9. P. 11821–11842.
<https://doi.org/10.1029/JA094iA09p11821>
24. *Zelenyi L.M., Neishtadt A.I., Artemyev A.V. et al.* Quasi-adiabatic dynamics of charged particles in a space plasma // *Physics — Uspekhi*. 2013. V. 56. Iss. 4. P. 347–394.
<https://doi.org/10.3367/UFNe.0183.201304b.0365>
25. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu.* Splitting of thin current sheets in the Earth's magnetosphere // *J. Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2003. V. 78. Iss. 5. P. 296–299.
<https://doi.org/10.1134/1.1625728>
26. *Delcourt D.C., Malova H.V., Zelenyi L.M.* Dynamics of charged particles in bifurcated current sheets: The $\kappa \approx 1$ regime // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. Iss. A1. Art. № A01222.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010167>
27. *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y.* Thin Current Sheets in the Magnetotail Observed by Cluster // *Space Science Reviews*. 2006. V. 122. P. 29–38.
<https://doi.org/10.1007/s11214-006-6219-1>
28. *Domrin V.I., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* Influence of Oxygen Ions on the Structure of the Thin Current Sheet in the Earth's Magnetotail // *Geomagn. Aeron.* 2020. V. 60. Iss. 2. P. 171–183.
<https://doi.org/10.1134/S0016793220020048>
29. *Kropotkin A.P., Domrin V.I.* Theory of a thin one-dimensional current sheet in collisionless space plasma // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 19893–19902.
30. *Domrin V.I., Kropotkin A.P.* Dynamics of equilibrium upset and electromagnetic energy transformation in the geomagnetotail: A theory and simulation using particles. 3. Versions of formation of thin current sheets // *Geomagn. Aeron.* 2007. V. 47. Iss. 5. P. 555–565.
<https://doi.org/10.1134/S0016793207050039>
31. *Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G. et al.* Thin Current Sheets of Sub-ion Scales observed by MAVEN in the Martian Magnetotail // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. Iss. 12. P. 6214–6222.
<https://doi.org/10.1029/2019GL082709>
32. *Leonenko M.V., Grigorenko E.E., Zelenyi L.M. et al.* MMS Observations of Super Thin Electron-Scale Current Sheets in the Earth's Magnetotail // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 126. Iss. 11. Art. № e2021JA029641.
<https://doi.org/10.1029/2021JA029641>
33. *Zelenyi L., Malova H., Grigorenko E. et al.* Current sheets in planetary magnetospheres // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2019. V. 61. Iss. 5. Art. № 054002.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aafbbf>
34. *Березин Ю.А., Вишнев В.А.* Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980. 95 с.
35. *Григорьев Ю.Н., Вишнев В.А., Федорук М.П.* Численное моделирование методами частиц в ячейках. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004.
36. *Бэдсел Ч., Лэнгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
37. *Mingalev O.V., Setsko P.V., Mel'nik M.N. et al.* Role of Oxygen Ions in the Structure of the Current Sheet of the Near-Earth Magnetotail // *Plasma Physics Reports*. 2022. V. 48. Iss. 3. P. 242–262.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22030096>
38. *Domrin V.I., Malova H.V., Popov V.Yu.* Time Evolution of the Macroscopic Characteristics of a Thin Current Sheet in the Course of Its Formation in the Earth's Magnetotail // *Plasma Physics Reports*. 2018. V. 44. Iss. 4. P. 424–437.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X18040025>
39. *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu. et al.* “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophysical Research Letters*. 2006. V. 33. Iss. 5. Art. № L05105. 4 p.
<https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
40. *Zelenyi L., Artemyev A., Malova H., Popov V.* Marginal stability of thin current sheets in the Earth's magnetotail // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* 2008. V. 70. Iss. 2–4. P. 325–333.
<https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.019>